ENSEÑANZA REVISTA MEXICANA DE FÍSICA E **54** (2) 175–185 DICIEMBRE 2008

Materia extraña en el universo

A. Pérez Martínez
Instituto de Cibernética, Matemática y Física,
Calle E No. 309, 10400 La Habana, Cuba.

M. Orsaria
Centro Latinoamericano de Física (CLAF),
Avenida Venceslau Bráz 71 Fundos, 22290-140, Rio de Janeiro, Brasil.

R. González Felipe
Instituto Superior de Engenharia de Lisboa,
Rua Conselheiro Emídio Navarro, 1959-007 Lisboa, Portugal,
Centro de Física Teórica de Partículas, Instituto Superior Técnico,
Avenida Rovisco Pais, 1049-001 Lisboa, Portugal.

E. López Fune
Facultad de Física, Universidad de la Habana,
Universidad y Ronda, Vedado, Habana, Cuba.

Recibido el 10 de enero de 2008; aceptado el 13 de mayo de 2008

La hipótesis de la materia de quarks extraña constituye una de las especulaciones más excitantes de la Física del siglo XX. Si dicha hipótesis fuese correcta, la materia de quarks constituiría el estado más fundamental de la materia, conformaría el núcleo de objetos compactos como las estrellas de neutrones y podría formar objetos aún más exóticos como las estrellas de quarks. Debido al régimen de alta densidad y baja temperatura al que se encuentran sometidas estas estrellas es posible que la interacción atractiva de los quarks, a través del intercambio de gluones, favorezca la aparición de una fase superconductora de color, modificand significat vamente la ecuación de estado del sistema. En este trabajo se pretende dar un panorama general de esta temática, teniendo en cuenta, además, la influenci de campos magnéticos intensos en las estrellas de quarks.

Descriptores: Materia extraña; estrellas de quarks; superconductividad de color.

The strange quark matter hypothesis is one of the most exciting speculations of the XX Century Physics. If this hypothesis is correct, the ground state of the matter would be the strange matter, which could form the core of compact objects like neutron stars or even more exotic objects like quarks stars. Due to the high-density and low-temperature regime in these stars, the interaction between quarks through gluon exchange could favor the appearance of a color superconducting state, significantl modifying the equation of state of the system. In this paper we present a general overview of this subject, taking also into account the effect of strong magnetic field in the quark stars.

Keywords: Strange matter; quark stars; color superconductivity.

PACS: 12.38.Mh; 12.39.Ba; 26.60.+c

1. Introducción

Uno de los mayores logros alcanzados por los físicos en el último siglo fue la construcción del modelo estándar[i] en la física de partículas elementales. Este modelo sostiene que la materia en el Universo está compuesta por fermiones divididos en quarks y leptones que interactúan a través de los llamados bosones de norma: el fotón (interacción electromagnética), los bosones $W^{\pm}$ y Z^0 (interacción débil), y 8 tipos de gluones (interacción fuerte). Junto con los bosones de norma, existen tres generaciones de fermiones: $(\nu_e, e), (u, d)$; $(\nu_\mu, \mu), (c, s)$; $(\nu_\tau, \tau), (t, b)$; y sus respectivas antipartículas. Cada "sabor" de los quarks, *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) y *bottom* (b), tiene tres colores asociados (el color y el sabor son números cuánticos). Los quarks son los componentes fundamentales de los hadrones: bariones (fermiones formados por tres quarks) y mesones (bosones formados por un quark y un antiquark). El bosón de Higgs, incluido en el modelo estándar y supuesto responsable del origen de la masa de las partículas, aún no ha sido descubierto experimentalmente.

La cromodinámica cuántica (CDC) es la teoría que describe la interacción fuerte, es decir la interacción entre quarks y gluones. Es una teoría de campos de norma no abeliana [1]. El hecho de que el grupo de simetría interna de color sea no abeliano hace que la CDC tenga características muy diferentes a las de la electrodinámica cuántica (EDC). En particular, la CDC tiene dos propiedades sumamente importantes: *la libertad asintótica y el confinamiento*.

La libertad asintótica es la propiedad por la cual la interacción entre dos quarks debida al intercambio de gluones desaparece en el límite de momentum infinito Dicho de otro modo, para energías muy altas los quarks se comportan como partículas cuasi-libres. Por lo tanto, las interacciones entre ellos pueden analizarse utilizando la teoría de perturbaciones, teniendo en cuenta la constante de acoplamiento

quark-gluón. En este rango de altas energías, los procesos de dispersión son calculados con una gran precisión. Por el contrario, para energías intermedias o bajas (~ 1 GeV), la CDC es no lineal, dando lugar a la propiedad de confinamiento los quarks no pueden ser separados indefinidamente ya que la energía de interacción entre ellos aumenta con la distancia. La descripción teórica de la libertad asintótica fue desarrollada por los científico David Gross, Frank Wilczek [2] y David Politzer [3], quienes recibieron el Premio Nobel de Física en el año 2004 por dicho trabajo. En los años 60, la libertad asintótica fue comprobada experimentalmente en el acelerador lineal de Stanford (SLAC).

A temperaturas y/o densidades extremadamente altas, la CDC concibe teóricamente la idea de la transición de fase hadrón-quark con el consecuente deconfinamient de quarks y gluones formando una especie de "sopa". Sin embargo, los quarks libres no se han encontrado aún, en uno u otro límite, en ningún experimento terrestre. La "sopa" que mencionamos antes se conoce como plasma de quark-gluón (PQG). Experimentalmente, el PQG está tratando de obtenerse en el límite de altas temperaturas, y existen fuertes indicios de que se logre con éxito en algunos experimentos de altas energías como por ejemplo en el colisionador relativista de iones pesados (conocido por sus siglas en inglés como RHIC) de Brookhaven, New York. Sin embargo, en el régimen de alta densidad y baja temperatura, el deconfinamient no se ha podido describir completamente, debido principalmente a la naturaleza no lineal de la CDC para bajas energías. Para explicar y describir el comportamiento de este tipo de materia exótica, fue necesario recurrir a modelos fenomenológicos efectivos usados con éxito en la física nuclear. Estos modelos han permitido entender la física de la formación de la materia de quarks en el interior de las estrellas de neutrones (ENs) o en las llamadas estrellas de quarks (EQs). Estas hipotéticas EQs podrían responder a muchos interrogantes surgidos a partir de observaciones astrofísicas que no pueden explicarse con los modelos teóricos canónicos de las ENs. La comunidad astrofísica espera evidencias observacionales que permitan diferenciar las ENs de las EQs y hallar así la explicación a estas observaciones. Decimos que las EQs son hipotéticas porque su existencia se basa en la hipótesis de Bodmer [4], la cual afirm que la materia extraña (ME) formada por quarks u, d y s es más estable que el núcleo de ^{56}Fe (el núcleo más estable en la naturaleza).

A diferencia de una EN, una EQ no se originaría necesariamente de una evolución estelar después del agotamiento del combustible nuclear de una estrella normal. Sería, probablemente, producto de la transición de fase hadrón-quark a altísima densidad. Se espera que a través de observaciones astronómicas se compruebe que la transición de la materia hadrónica a la materia de quarks a altas densidades pueda haberse producido en el interior de alguna EN. Esto se debe a que los valores de densidades estimados para que pudiese ocurrir dicha transición coinciden con densidades del orden de $(3-12)\,\rho_0$ (siendo $\rho_0 \simeq 0.17$ fm^{-3} la densidad de equilibrio nuclear), que son típicas del interior de las ENs. Los cálculos basados en diferentes ecuaciones de estado de la materia nuclear [5] muestran estos resultados, por lo que parece razonable pensar que el núcleo de las ENs pueda estar formado por materia de quarks.

Otro desafío para la astrofísica es la explicación del origen y las consecuencias del intenso campo magnético asociado a los objetos compactos, en particular a las ENs. Muchas observaciones astronómicas sólo se explicarían a través de la existencia de campos magnéticos muy intensos en los núcleos de las ENs o en las EQs. El estudio de la presencia del campo magnético en la ME es, por tanto, un problema abierto de gran interés por su aplicación inmediata a las EQs. En particular, en un trabajo reciente [6], se ha analizado la ME considerando neutralidad de carga, equilibrio β y conservación del número bariónico. En dicho trabajo se obtuvo una cota superior para el valor del campo magnético que determina una transición de fase cuya explicación requiere ser estudiada en profundidad, ya que sería independiente de la interacción fuerte entre los quarks. También se ha comprobado que la presencia de campos magnéticos intensos favorece la estabilidad de la ME.

Por otro lado, estudios teóricos han mostrado que si la materia es suficientement densa, la materia de quarks deconfinad podría estar en un estado superconductor de color [7, 8]. Este estado estaría formado por pares de quarks, análogos a los pares de Cooper [9] (constituidos por electrones) existentes en los superconductores ordinarios.

En este trabajo describiremos brevemente la ME desde el punto de vista cosmológico y astrofísico, con el objetivo de explicar su formación en el interior de una EN y entender la composición y características de una EQs. Posteriormente, utilizaremos el modelo fenomenológico de *bag* [10] del Massachusetts Institute of Technology (MIT) para encontrar las ecuaciones de estado de la ME en condiciones determinadas, comprobando su estabilidad [4, 11] frente a la materia de quarks ordinaria formada sólo por quarks u y d. Presentaremos, además, algunas candidatas posibles a EQ según observaciones astrofísicas. Por último, trataremos de entender la superconductividad de color y la influenci del campo magnético intenso en las fases superconductoras.

2. Materia de quarks: escenario cosmológico y astrofísico

La materia de quarks, es decir, el plasma de quarks deconfinado y gluones, es una consecuencia directa de la libertad asintótica cuando la densidad bariónica o la temperatura son suficientement altas como para considerar que los quarks son partículas más fundamentales que los neutrones o protones. Así, dependiendo de la temperatura y del potencial químico (μ) de los quarks, esta materia aparecería esencialmente en dos regímenes. Por un lado, el PQG constituiría la fase "caliente" de la materia de quarks cuando $T \gg \mu$. El Universo habría pasado, seguramente, por esa fase en los primeros segundos después del Big Bang, cuando la temperatu-

ra era extremadamente alta y la densidad bariónica muy baja. El PQG podría crearse en el laboratorio de manera artificia haciendo colisionar iones pesados. La temperatura y la densidad del plasma dependen de la energía del bombardeo de partículas. En la actualidad se están realizando experimentos en este sentido en el RHIC. Por otro lado, la materia de quarks puede aparecer también en un régimen de baja temperatura y alta densidad ($T \ll \mu$) [12], constituyendo la mencionada ME que se formaría en el interior de las ENs y produciría la conversión de las mismas en EQs. Esta transición de fase estaría ocurriendo en el Universo cada vez que una estrella masiva explotara en forma de supernova, con la consecuente aparición de una EN.

En 1971, A.R. Bodmer [4] propuso que la ME era más estable que el ^{56}Fe, el más estable de todos los núcleos ordinarios. Por lo tanto, según su hipótesis, la ME constituía el estado más fundamental de la materia. Si esto fuese correcto, estaríamos en presencia del estado más estable de la materia hadrónica. Para su formación se necesitaría un ambiente rico en quarks s o la formación de un PQG. En la Naturaleza, la presencia de núcleos atómicos ordinarios no se contradice con la mayor estabilidad que presentaría la ME. Esto se debe a que la conversión de un núcleo atómico en ME, requiere que se transformen quarks u y d en quarks extraños s. La probabilidad de que esto ocurra involucra una transición débil que hace que los núcleos con peso atómico $A \gtrsim 6$ sean estables por más de 10^{60} años. De manera que el único escenario de la Naturaleza donde puede aparecer la ME queda reservado a los núcleos de las ENs, donde la gravedad se encarga de comprimir la materia, que llega a alcanzar densidades subnucleares y que permanece en ese estado durante millones de años, permitiendo así que ocurran transiciones débiles (donde aparece el quark s) del tipo:

$$d \leftrightarrow u + e^- + \nu_e, \quad s \leftrightarrow u + e^- + \overline{\nu_e}, \quad s + u \leftrightarrow d + u.$$

Como ya mencionamos, podríamos alcanzar el estado de PQG en las colisiones de iones pesados relativistas, en el interior de las ENs o inmediatamente después del Big Bang, en el Universo primordial. De acuerdo con la teoría, se piensa que unas pocas decenas de microsegundos después del Big Bang, el Universo consistía en un gas caliente de quarks libres y gluones. La temperatura en este PQG era algo superior a una temperatura crítica $T_c = 150$ MeV (10^{12} K). Pasado los primeros instantes, el Universo se expandió, enfriándose por debajo de T_c. Del modelo cosmológico estándar, se sabe que cuando la temperatura alcanzó T_c, ocurrió una transición de fase (que vamos a suponer adiabática y de primer orden) coincidente con una ruptura de la simetría quiral, pasando del PQG a la materia hadrónica. La transición de fase comenzó con burbujas hadrónicas (que corresponden a lo que llamaremos nueva fase) en un mar de quarks (vieja fase), a temperatura menor que T_c y potencial químico igual para ambas fases. Las burbujas hadrónicas comenzaron a expandirse lentamente, debido a que su energía libre era menor, pero fueron frenadas por la presión que ejercía la vieja fase sobre ellas. Aquí, el papel de la tensión superficia fue crucial. Las burbujas de la nueva fase chocaban, pero debido a que el proceso dominante era la expansión del Universo, se crearon "agujeros" de la vieja fase. Una vez que la transición de fase se completó, los "agujeros" o burbujas de quarks remanentes se contrajeron para disminuir la energía libre hasta que el sistema alcanzó el equilibrio termodinámico. Si estas burbujas sobrevivieron hasta nuestros días podrían ser observadas como *strangelets*, dando una posible explicación a la radiación cósmica de muy alta energía que llega a la Tierra. Sin embargo, se piensa que sería más probable que estos *strangelets* fueran consecuencia de procesos relacionados con estrellas compactas, ya que los originados en el Universo primordial posiblemente se habrían evaporado [13].

Aquella sopa primordial de quarks y gluones constituye el punto de partida de todos los elementos químicos y de la evolución del Universo, que continuó enfriándose. Así, los protones y neutrones se unieron para formar núcleos de hidrógeno, deuterio (hidrógeno pesado), helio y litio. Luego de un millón de años, los electrones y núcleos comenzaron a combinarse para formar átomos y en las zonas más densas del Cosmos, la expansión que estaba sufriendo el Universo se vio retardada por efecto de la atracción gravitatoria, lo que originó la formación de protogalaxias.

Un esquema cualitativo del diagrama de fases de la CDC se muestra en la Fig. 1. A temperaturas y densidades bajas, el sistema puede ser descrito en términos de hadrones, nucleones, mesones y estados de excitación interna de los nucleones. En la región de altas temperaturas, (~ 150 MeV), y altas densidades, $\sim (5-10)\,\rho_0$, la descripción apropiada es en términos de quarks y gluones. La transición entre estas regiones puede ser abrupta con un calor latente asociado (transición de primer orden) como en la ebullición del agua, sin calor latente asociado (transición de segundo orden) como en el caso del ferromagnetismo, o simplemente un paso suave pero rápido (*crossover*). En cualquier caso, la física se modific significat vamente entre los regímenes de bajas y altas temperaturas. La Fig. 1muestra también una segunda transi-

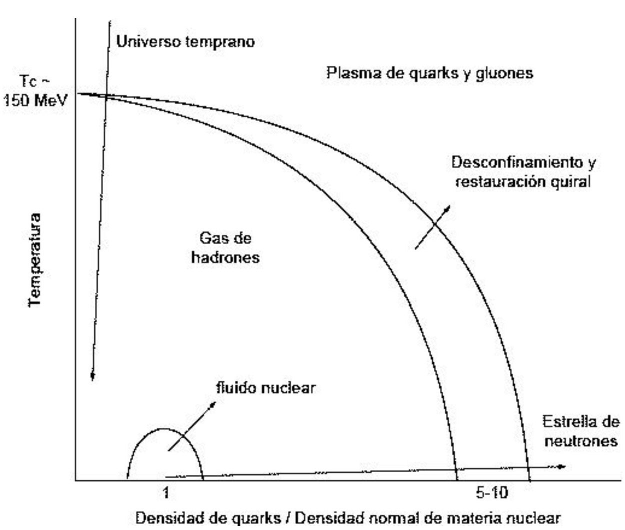


FIGURA 1. Diagrama de fases de la materia

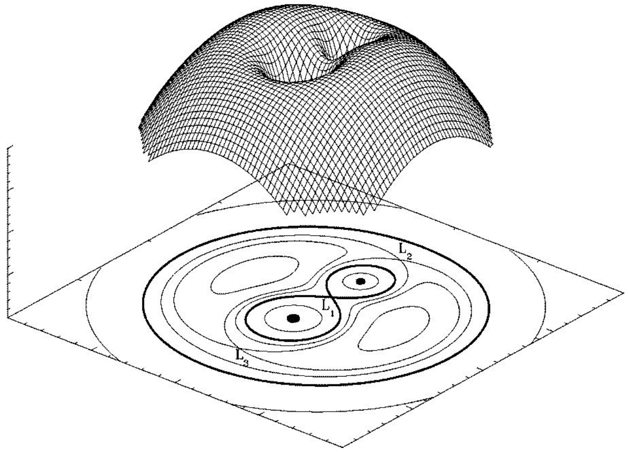


FIGURA 2. Potencial gravitatorio de un sistema binario. El lóbulo de Roche está indicado entre los puntos L2 y L3. La transferencia de materia ocurre a través del punto de Lagrange interno L1. La materia no se transfier radialmente sobre la estrella de neutrones, sino que forma un disco de acreción sobre la misma.

ción que se produce entre los núcleos normales, en estado líquido, y un gas de nucleones. Estas dos fases pueden coexistir a temperaturas por debajo de (15-20) MeV, y a densidades del orden de la materia nuclear normal.

En la transición de fase hadrón-quark que podría producirse en el interior de una EN, no existe una configurac ón de equilibrio químico entre los quarks. Esto puede entenderse de la siguiente forma: en el punto de transición, la materia bariónica predominante son los quarks u y d con una pequeña cantidad de electrones. Así, la densidad del quark d es aproximadamente dos veces la densidad del quark u, $N_d \simeq 2N_u$, debido al hecho de que la materia en las estrellas compactas es eléctricamente neutra. A medida que la densidad en el interior de la estrella aumenta y por el principio de exclusión de Pauli, sería energéticamente más favorable para los quarks d decaer en quarks s hasta restablecer el equilibrio entre sabores a través de las interacciones débiles. Este proceso es conocido con el nombre de equilibrio β. Dado que la densidad bariónica de la materia de quarks en el interior de la estrella sería $\gtrsim 5\rho_0$, los potenciales químicos de los quarks deberían ser grandes respecto de las masas. Esto implicaría que las densidades de los quarks fueran prácticamente iguales. De esta forma, la configurac ón más estable en el interior de la ENs, sería un núcleo de ME con una densidad bariónica $N_B = N_i$ ($i = u, d, s$). Cabe entonces preguntarnos: ¿podría una EN transformarse en una EQ?

2.1. Formación y características de una EQ

Para los astrónomos ha quedado bien establecido que el remanente estelar después de la explosión de una supernova podría resultar en una enana blanca, una EN o un agujero negro, dependiendo de la masa de la estrella de origen [14]. Observaciones astronómicas recientes sugieren un remanente aún más exótico: las EQs. La idea de la existencia de estas estrellas apareció en 1969, cinco años después de la predicción de Gell-Mann de la existencia de los quarks.

En el año 1984, Farhi y Jaffe [15], basándose en el modelo de *bag* del MIT, mostraron en sus cálculos que la energía por barión de la ME era menor que la del núcleo atómico más estable, el ^{56}Fe. Esto daba mayor solidez a la hipótesis de Bodmer-Witten e inmediatamente se comenzaron a desarrollar modelos teóricos para las EQs [16, 17]. En el año 2002, el Observatorio de Rayos X Chandra, de la NASA, reportó el descubrimiento de dos estrellas candidatas a ser EQ.

Para que una EN se transforme en una EQ pura, necesitamos algún mecanismo mediante el cual su densidad aumente cada vez más. Pensemos, por ejemplo, que la EN forma parte de un sistema binario. Para considerar que dos estrellas están en un sistema binario, debe analizarse su proximidad comparando el tamaño de las mismas con el radio del lóbulo de Roche, que es la región que defin el campo de la acción gravitatoria de una estrella sobre otra.

Si el radio de cada estrella es menor que el lóbulo de Roche, las estrellas están desconectadas. Por el contrario, si una de ellas llena el lóbulo de Roche, el sistema es semiconectado y la materia puede flui a través del punto de Lagrange interno. El potencial gravitatorio de un sistema binario se muestra en la Fig. 2. Así, la EN en un sistema binario consume la masa de la estrella compañera. Cuando la masa de la EN alcanza el valor de $\sim 2M_\odot$ ($M_\odot$ corresponde a la masa solar), sufre un colapso gravitatorio, pudiéndose transformar en una EQ. ¿Podría el colapso de una supernova dar origen a la formación de una EQ? Esta pregunta nos conduce a otra hipótesis teórica acerca de la formación de una EQ. En el proceso de formación de la EN, hay conservación del momento angular. La proto-estrella de neutrones tiene una fracción pequeña de su radio original, que era el de la supernova, por lo que su momento de inercia se reduce bruscamente. Como resultado, la EN se forma con una altísima velocidad de rotación que disminuye gradualmente. Los periodos de rotación se hacen cada vez más largos debido a la pérdida de energía rotacional por la emisión de vientos de electrones y positrones y de la radiación dipolar electromagnética. Cuando la alta frecuencia de rotación o el campo electromagnético alcanzan un valor crítico, la ENs se transforma en un pulsar que emite pulsos del orden de los milisegundos. Debido a la enorme fuerza centrífuga en estos objetos, la estructura interna se modific pudiendo alcanzar una densidad crítica por encima de la que corresponde a la transición de fase hadrón-quark. En estas condiciones, la fase de materia nuclear relativamente incompresible se convertiría en la fase de ME, más compresible, cuyo resultado fina sería la aparición de una EQ.

La identificac ón de una EQ requiere señales observacionales consistentes. Con esto nos referimos a propiedades físicas de la estrella, tales como su masa máxima, radio, periodo mínimo de rotación, enfriamiento por emisión de neutrinos, etc. Todas estas propiedades dependen de una única ecuación de estado para la materia densa de quarks que aún no ha sido completamente establecida. Sin embargo, existe un rango de valores aceptados para las cantidades antes mencionadas,

que marcarían importantes diferencias entre las posibles EQs y los demás objetos compactos. El rasgo distintivo más notable de las EQs es que en ellas la materia no se mantendría unida por la atracción gravitacional, como ocurre en las ENs, sino que sería consecuencia directa de la interacción fuerte entre los quarks. En este caso, la estrella se dice que es autoligada. Esta propiedad trae consecuencias en la relación entre la masa, M, y el radio, R, de la estrella y ello ayudaría a diferenciarlas de las ENs: mientras que para una EQ, $M \sim R^3$, para una ENs, $M \sim R^{-3}$. De acuerdo con esta relación, las EQs tendrían radios más pequeños que los que usualmente se le atribuyen a las ENs. Esto implica una diferencia sustancial entre las ecuaciones de estado para las dos clases de estrellas. Las correcciones perturbativas a la ecuación de estado de la materia de quarks y los efectos de la superconductividad de color complican aún más este punto [18].

Otra característica que distingue a las EQs es que violarían el límite de Eddington. Arthur Eddington (1882-1944) observó que las fuerzas debido a la radiación y a la gravitación de las estrellas normales dependían del inverso del cuadrado de la distancia. Supuso, entonces, que ambas fuerzas podían estar relacionadas de algún modo, compensándose para que la estrella fuera más estable. Para estrellas muy masivas, la presión de radiación es la dominante frente a la gravitatoria. Sin embargo, debería existir una presión de radiación máxima para la cual la fuerza expansiva debido a la radiación se equilibrara con la gravedad local. Esta relación defin el límite de Eddington, que implica la existencia de una luminosidad máxima para una estrella con una masa dada tal que la configurac ón se encuentre en equilibrio hidrostático. Para una estrella normal, el límite de Eddington está dado por

$$L_{\mathrm{Eddington}} \simeq 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \,\mathrm{erg\, s^{-1}}\,.$$

Para cualquier valor de radiación que supere este límite, no habrá equilibrio hidrostático, causando la pérdida de masa de la estrella. El mecanismo de emisión en una EQs produciría luminosidades por encima de dicho límite. Una posible explicación podría deducirse del hecho de que la EQ es autoligada. Así, su superfici puede alcanzar temperaturas mucho mayores que las que se observan en una ENs y, por lo tanto, la emisión de energía térmica [19] también debe ser mayor.

Por último, las EQs con radios $R \sim 6$ km serían una alternativa para explicar algunas observaciones de destellos de rayos γ. Hasta aquí, hemos presentado algunas características de las EQs que las diferenciarían de las ENs. Futuras evidencias experimentales y observacionales nos permitirán saber si las EQs realmente existen en la Naturaleza.

2.2. Observaciones astrofísicas y posibles EQs

El mes de febrero de 1987 fue la primera oportunidad de poner a prueba, a través de las observaciones directas, las teorías modernas sobre la formación de las supernovas. En el observatorio de Las Campanas, en Chile, fue observada la Supernova 1987A en la Gran Nube de Magallanes (ver Fig. 3). Algunas características de la emisión de neutrinos de la SN 1987A podrían explicarse si una hipotética fuente de energía subnuclear como la ME contribuyera a su explosión [20,21]. El remanente estelar (Fig. 4) que ha quedado como consecuencia de la explosión de la Supernova 1987A podría ser una EQ, ya que el periodo de emisión de este pulsar es de $P = 0.5$ ms. Una EN canónica no podría tener una frecuencia de rotación tan alta.

El observatorio Chandra de rayos X de la NASA también encontró dos estrellas inusuales: la fuente RX J1856.5-3754 [22–26] (Fig. 5) con una temperatura de 10^5 K y la fuente 3C58 [27] (Fig. 6) con un periodo de 65 ms. RX J1856.5-3754 sería demasiado pequeña para considerarla una EN convencional y 3C58 parece haberse enfriado demasiado rápido en el tiempo de vida que se le estima. Combinando los datos del Chandra y del telescopio espacial Hubble, los astrónomos determinaron que RX J1856.5-3754 radía como si



FIGURA 3. Explosión de la SN 1987A, indicando la estrella progenitora.



FIGURA 4. Remanente estelar de la SN 1987A.

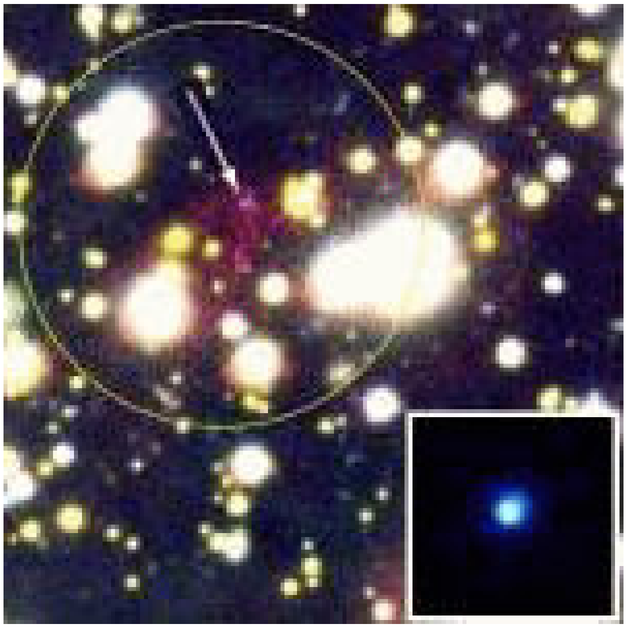


FIGURA 5. Fuente RX J1856.5-3754.

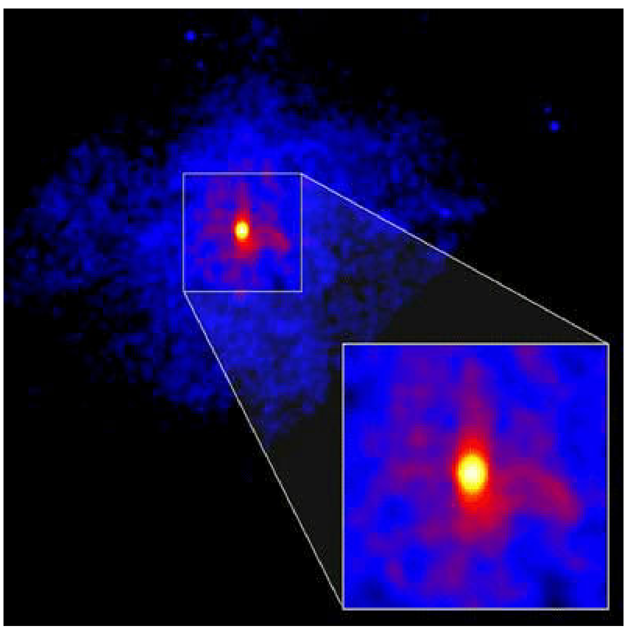


FIGURA 6. Fuente 3C58.

fuera un cuerpo sólido con una temperatura de unos 7×10^5°C y que tiene un diámetro de alrededor de 11 km, que es un tamaño demasiado pequeño como para conciliarlo con los modelos conocidos de las ENs. Sin embargo, recientemente, la evidencia para considerar a este remanente como candidato a EQ se ha debilitado [28]. Las observaciones realizadas por el Chandra sobre 3C58 también produjeron resultados sorprendentes. No se pudo detectar la radiación que se esperaba en la superfici de 3C58, una EN que se cree producto de la explosión de una supernova vista por astrónomos japoneses y chinos en el año 1181 de nuestra era. Se llegó a la conclusión de que la temperatura de la estrella, de menos de un millón de grados Celsius, era un valor mucho menor que el que predice el modelo. Estas observaciones incrementan la posibilidad de que los objetos estelares mencionados sean EQs.

2.3. Ecuación de estado para la materia de quarks

Las técnicas utilizadas para resolver las ecuaciones de la CDC no proveyeron aún un resultado aceptable para densidades bariónicas finita como en el caso de la electrodinámica cuántica para el núcleo atómico. Como consecuencia, es necesario recurrir a modelos fenomenológicos para describir la materia de quarks dentro de las estrellas compactas cuando se consideran las propiedades de confinamient y de libertad asintótica de la CDC. Uno de los modelos más usados es el modelo de *bag* del MIT. En este modelo los hadrones son considerados como quarks libres confinado en una región fi nita del espacio: la "bolsa" o *bag*. Así, el confinamient no es un resultado dinámico de la teoría fundamental, sino que se coloca como parámetro libre, imponiendo condiciones de contorno apropiadas [10]. De esta manera, el modelo de *bag* del MIT se basa en una realización fenomenológica del confinamiento A partir de este modelo demostraremos que la ME es más estable que la materia de quarks con dos sabores u y d. Partiremos de la expresión de la presión total para una EQ, tomando como hipótesis fundamental que la materia de quarks que la compone se comporta como un gas ideal de Fermi-Dirac. Así, la ecuación para la presión total del gas está dada por

$$P_T = \sum_i P_i - B_{bag}, \tag{1}$$

donde B_{bag} es la constante de *bag* y P_i es la presión del gas de quarks degenerado que se defin como

$$P_i = \frac{g_i}{6\pi^2}\int_0^{p_{F_i}} p^3 dp = \frac{g_i}{24\pi^2}\, p_{F_i}^4\,, \tag{2}$$

siendo i el índice de sabor de los quarks; p_{F_i} son los momentos de Fermi y $g_i = 6$ es el factor de degeneración, que contabiliza las proyecciones de espín y los colores para cada sabor. Debemos notar que estamos considerando unidades naturales, es decir, $\hbar = c = 1$. La energía total del sistema se escribe como

$$\epsilon = \sum_i \varepsilon_i + B_{bag}. \tag{3}$$

La densidad de partículas es

$$N_i = \frac{g_i}{2\pi^2}\int_0^{p_{F_i}} p^2 dp = \frac{g_i}{6\pi^2}\, p_{F_i}^3\,, \tag{4}$$

y la densidad de energía,

$$\varepsilon_i = \frac{g_i}{2\pi^2}\int_0^{p_{F_i}} p^3 dp = \frac{g_i}{8\pi^2}\, p_{F_i}^4\,. \tag{5}$$

De las expresiones para P_i y ε_i obtenemos la relación $\varepsilon_i = 3P_i$ que, reemplazándola en las ecuaciones para P_T y ϵ, nos lleva a la relación

$$P_T = \frac{1}{3}(\epsilon - 4B_{bag})\,. \tag{6}$$

Suponiendo que $P_T = 0$, obtenemos la condición de estabilidad de la EQ dada por

$$\epsilon = 4B_{bag}, \tag{7}$$

es decir, las EQs son autoligadas: la interacción de color es la responsable de la cohesión de la materia de la estrella.

Podemos estimar el valor de la constante de *bag* suponiendo, por simplicidad, que los quarks no tienen masa. En este caso, para los tres sabores de quarks tenemos que los potenciales químicos son iguales, $\mu_u = \mu_d = \mu_s \equiv \mu$, y entonces

$$\sum_i P_i = \frac{3}{4\pi^2}\,\mu^4\,. \tag{8}$$

Si la presión total es cero, la Ec. (1) implica la siguiente relación entre el potencial químico y la constante de *bag*:

$$\mu = \left(\frac{4\pi^2 B_{bag}}{3}\right)^{1/4}\,. \tag{9}$$

La ecuación para la densidad bariónica está dada por

$$N_B = \sum_i \frac{N_i}{3}. \tag{10}$$

Para estimar B_{bag}, tomamos la densidad típica de una ENs, $\sim 3.93 \times 10^{14}$ g/cm^3, entonces, $N_i = \mu^3/\pi^2$ y

$$N_B \simeq 3.93 \times 10^{14}\text{g/cm}^3 \sim 0.63\text{fm}^{-3},$$

por lo que $\mu^3/\pi^2 = 0.63$ fm^{-3} y usando la Ec. (9) se obtiene, $B_{bag}^{1/4} = 145$ MeV.

Impongamos ahora la condición de neutralidad de carga para un gas de quarks formado solamente por los sabores u y d,

$$2N_u = N_d\,.$$

Definimo el potencial químico $\mu_2 = p_{F_2}$ (recordemos que estamos considerando quarks sin masa y por lo tanto el momento de Fermi coincide con el potencial químico), que en términos de los potenciales químicos de los quarks u y d se escribe como $\mu_2 = \mu_u = 2^{-1/3}\mu_d$. Con esta definic ón, la densidad de número bariónico que resulta de la Ec. (10) será

$$N_B = \frac{N_u + N_d}{3} = \frac{\mu_2^3}{\pi^2}\,.$$

La presión (8) queda entonces

$$P_2 = P_u + P_d = \frac{(1 + 2^{4/3})}{4\pi^2}\mu_2^4\,.$$

Sustituyendo en la Ec. (1) e imponiendo la condición P_T=0, la Ec. (9) toma la forma

$$\mu_2 = \left(\frac{4\pi^2}{1 + 2^{\frac{4}{3}}}\right)^{1/4} B_{bag}^{1/4}\,.$$

Con ella se puede escribir N_B en función de B_{bag}, y teniendo en cuenta que $\epsilon_2 = 4B_{bag}$, la energía por barión resulta

$$\frac{E}{A} = \frac{\epsilon_2}{N_B} = (2\pi)^{1/2}(1 + 2^{4/3})^{3/4}B_{bag}^{1/4}\,.$$

Evaluando para $B_{bag}^{1/4} = 145$ MeV, obtenemos

$$\left.\frac{E}{A}\right|_{u,d} \simeq 934 \text{ MeV}.$$

Para el caso de un gas de quarks de tres sabores u, d y s, planteamos nuevamente la condición de neutralidad de carga,

$$2N_u = N_d + N_s\,.$$

Definimos en este caso, $\mu_3 = p_{F_3}$ con $\mu_3 = \mu_u = \mu_d = \mu_s$. La presión para el gas de los tres sabores (8) se expresa entonces como

$$P_3 = P_u + P_d + P_s = \frac{3\mu_3^4}{4\pi^2}\,,$$

y la relación (9) queda ahora

$$\mu_3 = \left(\frac{4\pi^2}{3}\right)^{1/4} B_{bag}^{1/4}\,.$$

Usando la condición (7), $\epsilon_3 = 4B_{bag}$, y escribiendo N_B como función de B_{bag} se obtiene que la energía por barión evaluada para el valor $B_{bag}^{1/4} = 145$ MeV es

$$\left.\frac{E}{A}\right|_{u,d,s} = \frac{\epsilon_3}{N_B} = (2\pi)^{1/2}3^{3/4}B_{bag}^{1/4} \simeq 829 \text{ MeV}.$$

Recordemos que la energía por barión para un gas de neutrones está dada por la masa del neutrón, $m_n = 939.6$ MeV, mientras que para el núcleo del ^{56}Fe es $E/A = 930$ MeV. Podemos entonces concluir que

$$\left.\frac{E}{A}\right|_{u,d,s} < \left.\frac{E}{A}\right|_{^{56}\text{Fe}} < \left.\frac{E}{A}\right|_{u,d} < m_n\,,$$

es decir, la ME resulta ser más estable.

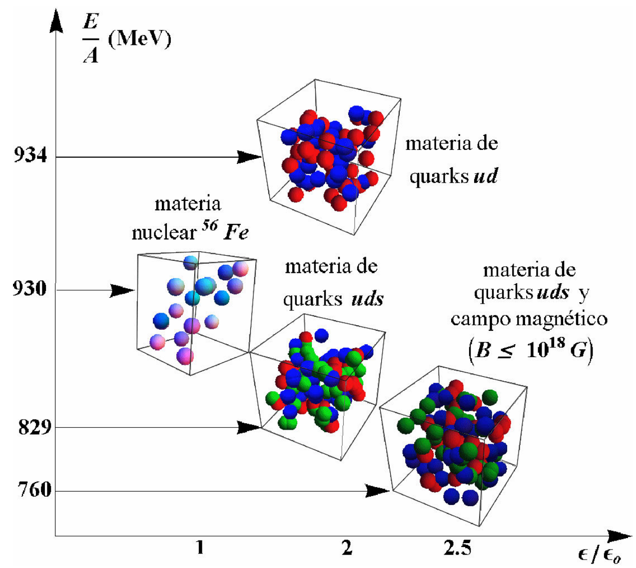


FIGURA 7. Comparación de la energía por barión, E/A, del ^{56}Fe, materia de quarks con dos y tres sabores (materia extraña) y la materia extraña en presencia de campo magnético como función de la densidad bariónica en unidades de ϵ/ϵ_0 [29].

Cabe destacar que se ganan aproximadamente 100 MeV por barión cuando se introduce un sabor más en el modelo. Con ello probamos la conjetura de Bodmer-Witten usando el modelo *bag* del MIT: la ME es más estable que la materia nuclear y, en particular, que el núcleo más estable que existe en la Naturaleza, el hierro (^{56}Fe). Podemos entender, de manera intuitiva, que este resultado se debe al principio de exclusión de Pauli, como ha sido mencionado en la Sec. 2. En el caso de la ME, el número bariónico está distribuido en tres mares de energía de Fermi en lugar de dos, como es el caso de la materia con quarks u y d. Así, en un régimen de altas densidades, el estado con quarks u, d y s tendrá una energía menor que el estado con sabores u y d.

Dado que se supone que las ENs, en particular las llamadas *magnetars*, tendrían campos magnéticos de hasta 10^{15} G en su superficie resulta importante conocer las implicaciones que pudiesen ocasionar la presencia de campos magnéticos intensos en su estabilidad. En los trabajos de las Refs. 6 y 30 han sido tomados en cuenta estos efectos. En la Fig. 7 se muestra la mayor estabilidad de la ME considerando la influenci del campo magnético frente a la situación sin el efecto de dicho campo. Con la inclusión del campo magnético, los resultados muestran una transición de fase del sistema en $B \simeq 10^{18}$ G.

3. Fases superconductoras de la materia de quarks

Estudios teóricos recientes [31] aseguran que el estado fundamental de la ME en el interior de las ENs o en las EQs podría ser una fase superconductora de color. El estado superconductor de color está formado por pares de quarks, análogos a los pares de Cooper de electrones existentes en los superconductores ordinarios. La interacción entre los quarks vía intercambio de gluones será atractiva si los quarks se encuentran en un estado antisimétrico en el índice de color, produciendo una inestabilidad en la superfici de Fermi. Esto tiene como resultado la aparición de pares que quiebran la simetría local de color, formando lo que se denomina un superconductor de color.

Podríamos intentar entender, en primera aproximación, las propiedades termodinámicas del estado fundamental de la materia de quarks a temperatura $T = 0$, pensando que los quarks forman un gas de Fermi degenerado. Para construir el estado fundamental es importante recordar que los quarks son fermiones y por lo tanto obedecen al principio de exclusión de Pauli. Debido a que se trata de un gas de Fermi, los quarks no interactúan entre sí y ocupan todos los estados cuánticos disponibles en los niveles de energía más bajos. Formalmente, esto se describe a través de la función de distribución $f_F(\mathbf{p}) = \theta(\mu - E_{\mathbf{p}})$, donde μ es el potencial químico del quark, $E_{\mathbf{p}} = \sqrt{p^2 + m^2}$ es la energía del quark libre con masa m en el estado cuántico con momento $\mathbf{p}$; $p \equiv |\mathbf{p}|$. Así, $f_F(\mathbf{p}) = 1$ para estados con $p < p_F \equiv \sqrt{\mu^2 - m^2}$, indica que todos los estados con momento menor al momento de Fermi p_F están ocupados. Los estados con momento mayor a p_F están vacíos, es decir, $f_F(\mathbf{p}) = 0$ para $p > p_F$. El estado caracterizado por la función de distribución se vuelve inestable cuando hay una interacción atractiva entre los quarks con la consecuente formación de pares de Cooper $\langle q_{\mathbf{p}}, q_{-\mathbf{p}} \rangle$, de quarks con momentos $p \simeq p_F$.

La superconductividad ordinaria surge del acoplamiento de electrones cuya interacción fundamental es repulsiva. La interacción atractiva necesaria para el apareamiento de los electrones en pares de Cooper es producto de los fonones o vibraciones de la red. Sin embargo, en la superconductividad de color, la interacción atractiva surge naturalmente de la propia interacción fundamental de la teoría, mediada por los gluones. John Bardeen, Leon Neil Cooper y John Robert Schrieffer [32] dieron una explicación microscópica al fenómeno de la superconductividad, hoy conocida como la teoría BCS, y fueron galardonados con el Premio Nobel de Física en el año 1972. Los ingredientes fundamentales de esta teoría son los siguientes:

1. Existencia de una densidad finit de fermiones a baja temperatura ocupando un mar de Fermi.

2. Presencia de una interacción atractiva entre los fermiones cerca de la superfici de Fermi.

Según la teoría BCS, la interacción atractiva entre los fermiones, aun cuando sea muy débil, favorece la existencia de un estado fundamental inestable con la consecuente aparición de pares de Cooper. Los fundamentos de la teoría BCS son generales y pueden ser aplicados a los electrones en un metal, a los nucleones en la materia nuclear, a los átomos de ^{3}He, a la bosonización de fermiones y, por consiguiente, a la materia de quarks.

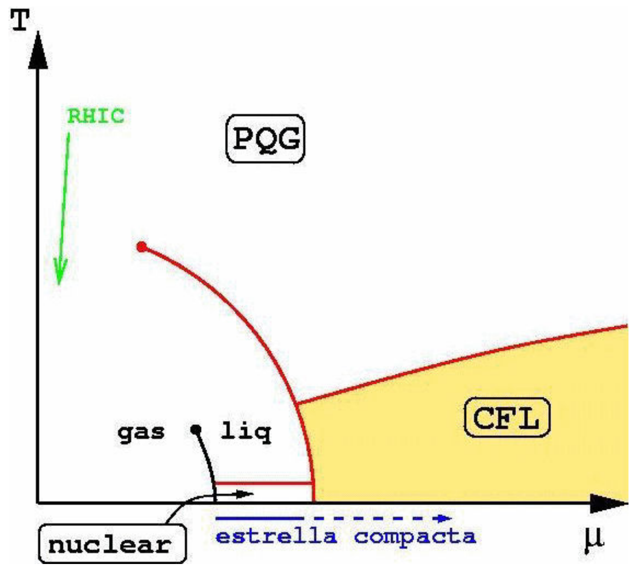


FIGURA 8. Diagrama de fases de la CDC incluyendo la transición hadrón-quark en el cual se muestra la región de las fases supercondutoras del PQG en el caso de la masa, m_s, del quark extraño, ser pequeña comparada con el gap [29]. Notamos que en este caso la transición de fase de la materia nuclear al estado CFL es directa.

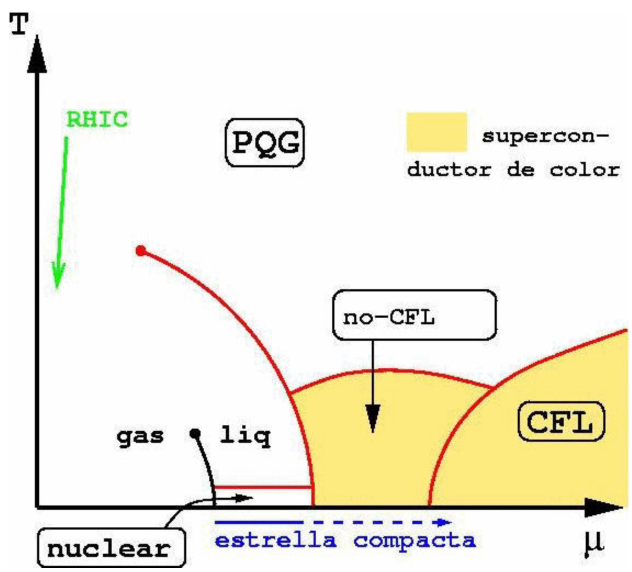


FIGURA 9. Diagrama de fases para la CDC donde se muestra la región de fases supercondutoras del PQG en el caso de la masa m_s, del quark extraño, ser grande comparada con el gap [29]. Notar en este caso que la transición de fase de la materia nuclear hacia el estado CFL no es directa, sino que existen fases superconductoras intermedias, indicadas en la figur como no-CFL.

En la CDC a altas densidades, los quarks llenan los estados hasta la superfici de Fermi. Este es uno de los requerimientos de la teoría BCS. La interacción fundamental entre dos quarks mediada por el intercambio de un gluón tiene una componente atractiva en el canal antitriplete de color; éste sería el segundo ingrediente de la teoría BCS. Cuando la densidad de energía es muy grande, la energía de los quarks en la superfici de Fermi será grande también, debilitando la interacción atractiva entre ellos. De acuerdo con la teoría BCS, esto produciría una restructuración del estado fundamental a través de la formación de pares de Cooper con carga de color diferente de cero (la simetría local de color se rompe y en general algunos gluones adquieren masa a través del mecanismo de Anderson-Higgs).

El fenómeno de la superconductividad de color en la materia densa de quarks ha adquirido gran relevancia tras obtenerse valores del *gap* superconductor (separación entre bandas de energía en el espectro fermiónico) del orden de los 100 MeV para las densidades bariónicas existentes en el interior de las ENs. Estos valores se han obtenido imponiendo las condiciones físicas en las que la superconductividad de color puede aparecer y que están presentes en el interior de las ENs o propiamente en las EQs. Estas condiciones son: equilibrio β, neutralidad de carga eléctrica y de color y conservación del número bariónico, las cuales establecen relaciones específi cas entre los potenciales químicos de los quarks que influye en la dinámica de los pares de Cooper.

La relación entre las masas de los quarks también es un punto relevante en las diferentes fases superconductoras de color. Las Figs. 8 y 9 esquematizan posibles diagramas de fase para la CDC. A pesar de considerarse el quark s como un quark liviano, su masa es aproximadamente 30 veces mayor que la masa de los quarks u y d. Esta diferencia de masas juega un papel fundamental en el estudio de la transición de fase entre la materia de quarks y la materia superconductora de color [33]. Dependiendo del valor de la masa del quark s aparecen dos fases superconductoras que han sido bien estudiadas: la fase $2SC$ *Two Flavor Color Superconductivity* donde se forman pares de Copper de quarks de sabor ud y color r y v (rojo y verde) y la CFL *Color Flavor Locked* donde se "aparean" todos los sabores u, d, s y los tres colores r, a, v (rojo, azul y verde) de los quarks. Desde el punto de vista energético, la aparición de esta fase resulta más favorable que la $2SC$ [34, 35].

La presencia de materia de quarks en fases superconductoras de color en las ENs o EQs modifica ía la ecuación de estado y las características asociadas a la estructura de dichas estrellas, como por ejemplo la relación masa-radio. De esta forma, también podría sugerir la existencia de una nueva familia de ENs o EQs donde la ME se encuentre en una fase superconductora de color. La necesidad de imponer neutralidad de carga y equilibrio β para las EQs teniendo en cuenta la superconductividad de color complican aún más los cálculos teóricos para derivar las ecuaciones de estado. Existen casos en los cuales la superconductividad podría estar acompañada por la superfluide bariónica o el efecto Meissner. Si la materia fuese superfl ída, se formarían vórtices en el centro de la estrella que se llevarían una parte del momento angular de la misma. Por otro lado, debido al efecto Meissner, el interior de la estrella podría tener tubos de fluj magnético. En ambos casos, la evolución de la estrella se vería afectada.

La consideración de campos magnéticos fuertes y su influenci en las posibles fases superconductoras de color merecen ser estudiados cuidadosamente [36]. En presencia de campos magnéticos intensos y debido a los diferentes números cuánticos de los quarks, nos preguntamos si el campo magnético modific los pares de quarks correspondientes a los pares de Cooper en el estado superconductor. La respuesta depende de los diferentes parámetros de la CDC, la masa de los quarks y la simetría máxima no rota, que corresponde a la maximización de la energía de condensación de los fermiones que forman los pares de Cooper, produciendo un condensado de Bose-Einstein. Las fases superconductoras de color en presencia de campos magnéticos intensos cambiarían la ecuación de estado de las EQs y por consiguiente las características de su estructura.

4. Conclusiones

El estudio de la materia de quarks tiene diferentes vertientes de trabajos teóricos, experimentales y observacionales. Actualmente, en el Colisionador Relativista de Iones Pesados (RHIC) se está tratando de reproducir a altas temperaturas la "sopa" de quarks deconfinados el equivalente al PQG que segundos después del Big Bang constituía la fase en la cual se encontraba el Universo primordial. Paralelamente, se intentan refina las observaciones astrofísicas que pudieran diferenciar las EQs de las ENs. Este tipo de evidencia observacional nos permitiría confirma la existencia de las EQs.

Existe también una ardua actividad teórica para encontrar propiedades para la materia extraña que puedan, macroscópicamente, reflejars en las observaciones de las posibles EQs. Los estudios teóricos afirma que la ME en el interior de las ENs podría estar en una fase superconductora de color. Actualmente, se están estudiando intensamente las diferentes fases superconductoras de color con el objeto de saber cuál sería la más favorecida, desde el punto de vista energético, en los regímenes de la CDC.

De comprobarse experimental y observacionalmente la conjetura de Bodmer-Witten, estaríamos frente a una importante revolución de la física. El LHC (*Large Hadron Collider*), que comenzará a funcionar en el Centro Europeo de Investigaciones Nucleares el próximo año y el RHIC podrían ayudar a desentrañar algunos de los interrogantes más relevantes de la estructura de la materia. De lograrse este objetivo, sabríamos si efectivamente estas exóticas EQs existen en el Universo.

Agradecimientos

Los autores agradecen el patrocinio del Proyecto de Nacional de Ciencias Básicas 0407 del CITMA (Cuba) así como el apoyo de la NET-35 auspiciada por la Oficin de Actividades Externas del ICTP. A.P.M. agradece a la TWAS-UNESCO y al ICRA-CBPF (Brasil) el apoyo y la hospitalidad que le ofrecieron. M.O. agradece la hospitalidad del CLAF.

---

i El modelo estándar no constituye una teoría completa de las interacciones fundamentales debido a que no incluye la gravedad, la cuarta interacción fundamental conocida.

1. F.J. Ynduráin, The theory of quark and gluon interactions (Springer-Verlag, Heilderberg, 1999).
2. D.J. Gross y F. Wilczec, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343.
3. H.D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346.
4. A.R. Bodmer, *Phys. Rev. D* **4** (1971) 1601.
5. J.M. Lattimer y M. Prakash, *Astrophys. J.* **550** (2001) 426.
6. R. González Felipe, A. Pérez Martínez, H. Pérez Rojas y M. G. Orsaria, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 015807.
7. M. Alford, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51** (2001) 131.
8. P. Rapp, T. Schafer, E.V. Shuryak y M. Velkovsky, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 53; *Ann. Phys.* **280** (2000) 35.
9. L.N. Cooper, *Phys. Rev.* **104** (1956) 1189.
10. A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn y E.V. Weisskopf, *Phys. Rev. D* **9** (1974) 3471.
11. E. Witten, *Phys. Rev. D* **30** (1984) 272.
12. M.G. Alford y A. Schmitt, arXiv:0709.4635 [hep-ph].
13. J. Madsen, arXiv:astro-ph/0612784.
14. A. Pérez Martínez, D. Manreza y A. Ulacia Rey, *Revista Iberoamericana de Física* **3** (2007) 38.
15. E. Farhi y R.L. Jaffe, *Phys. Rev.* **30** (1984) 2379.
16. P. Haensel, J.L. Zdunik y R. Schaeffer, *A & A* **160** (1986) 121.
17. C. Alcock, E. Farhi y A. Olinto, *Ap. J.* **310** (1986) 261.
18. M. Alford, M. Bravy, M. Paris y S. Reddy, *Astrophys. J.* **629** (2005) 969.
19. V.V. Usov, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 021101.
20. T. Hatsuda, *Mod. Phys. Lett. A* **2** (1987) 805.
21. K. Sato y H. Suzuki, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2722.
22. R. Turolla, S. Zane y J.J. Drake, *Astrophys. J.* **603** (2004) 265; S. Zane, R. Turolla y J.J. Drake, *Advances in Space Research* **33** (2004) 531.
23. J. Drake *et al.*, *Astrophys. J.* **572** (2002) 996.
24. D. Gondek-Rosinka, W. Kluzniak y N. Stergioulas, arXiv:astro-ph/0206470.
25. P. Haensel, *Astron.& Astrophys.* **380** (2001) 186.
26. R.X. Xu, *Astrophys. J.* **570** (2002) L65.
27. P. Slane, D.J. Helfand y S.S. Murray, arXiv:astro-ph/0204151.
28. A. Tiengo y S. Mereghetti, arXiv:astro-ph/0612501.
29. F. Weber, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **54** (2005) 193.
30. S. Chakrabarty, *Phys. Rev. D* **54** (1996) 1306.

31. M. Alford, Khrisna Rajagopal, Sanjay Reddy y F. Wilczek, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 074017; K. Rajagopal y F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 3492.
32. J. Bardeen, L.N. Cooper y J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **106** (1957) 162; *Phys. Rev.* **108** (1957) 1175.
33. T. Schafer, arXiv:nucl-th/0602067.
34. M. Alford y Krishna Rajagopal, *JHEP* **0206** (2002) 031.
35. M.G. Alford, Andreas Schmitt Krishna Rajagopal y Thomas Schäfer, arXiv:0709.4635v2 [hep-ph].
36. E.J. Ferrer, V. de la Incera y C. Manuel, **J. Phys. A 39** (2006) 6349.